

Г. С. Куприянова, А. Н. Орлова, А. Ю. Зюбин, А. В. Асташёнок

ФЕРРОМАГНИТНЫЙ РЕЗОНАНС КАК МЕТОД ДИАГНОСТИКИ КАЧЕСТВА МНОГОСЛОЙНЫХ СТРУКТУР И ИХ ФУНКЦИОНАЛЬНЫХ СВОЙСТВ*

Балтийский федеральный университет им. И. Канта,
Российская Федерация, 236041, Калининград, ул. Невского, 14

Представлены результаты исследования магнитно-резонансных свойств серии образцов, сформированных на монокристаллических (MgO) и аморфных подложках Si/SiO₂. С целью выявления отдельных вкладов и констант анизотропии проводились исследования угловых зависимостей резонансных полей и ширины линии ФМР в зависимости от направления внешнего магнитного поля в двух геометриях. Оценены такие показатели качества, как наличие парамагнитной фазы и примесей, а также проведён анализ функциональных свойств исследуемых структур. Показаны особенности применения радиофизических методов исследования вещества для диагностики перспективных структур. Библиогр. 17 назв. Ил. 3. Табл. 2.

Ключевые слова: ферромагнитный резонанс, спинтроника, ширина спектральной линии, постоянная затухания, анизотропия.

G. S. Kupriyanova, A. N. Orlova, A. Yu. Zubin, A. V. Astashenok

FERROMAGNETIC RESONANCE AS A DIAGNOSTIC METHOD OF THE QUALITY AND FUNCTIONAL PROPERTIES OF MULTILAYER STRUCTURES

Immanuel Kant Baltic Federal University, 14, ul. Nevskogo, Kaliningrad,
236041, Russian Federation

The article presents the main results of an investigation into the structural and magnetic parameters of samples formed on single-crystal (MgO) and the amorphous substrates Si/SiO₂ structures. In order to identify individual contributions and anisotropy constants, a series of experiments was carried out to investigate the angular dependence of the resonance field and linewidth of the FMR depending on the direction of the external magnetic field in the two geometries. Quality indicators such as the paramagnetic phase, the presence of impurities, and an analysis of the functional properties were assessed. The radiophysical methods features for the diagnosis of prospective structures were shown. Refs 17. Figs 3. Tables 2.

Keywords: ferromagnetic resonance, spintronics, linewidth, Gilbert damping constant, anisotropy.

Введение. Ферромагнитный резонанс (ФМР) как один из методов магнитного резонанса заключается в селективном поглощении энергии электромагнитного поля ферромагнетиком. Но в отличие от других подобных методов ФМР обладает рядом преимуществ, обусловленных особенностями строения ферромагнетиков (ФМ). Значительная величина спонтанной намагниченности ФМ способствует высокому уровню сигнала магнитного поглощения, а сильные обменные взаимодействия между электронами приводят к слабой связи с другими степенями свободы (с решёткой) и сужению сигнала.

* По материалам 12-й Зимней молодёжной школы-конференции «Магнитный резонанс и его приложения. Spinus-2015», 15–21 ноября 2015 г., СПбГУ, Санкт-Петербург, Россия, URL: <http://nmr.phys.spbu.ru/spinus>.

Школа-конференция проведена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 15-32-10480) и ООО «Брукер».

Работа была выполнена в рамках гранта МО ГК 02.740.11.0550.

© Санкт-Петербургский государственный университет, 2016

Важной особенностью ФМР является наличие сильной магнитной и кристаллической анизотропии, а также анизотропии, связанной с формой образца, ввиду того, что величина внутреннего магнитного поля ФМ сравнима с величиной внешнего магнитного поля. Таким образом, интенсивный и узкий сигнал ФМР (иногда менее 1 Гс) оказывается чувствительным к форме образца, типу кристаллической структуры, наличию дополнительных выделенных направлений. Поэтому ФМР может использоваться в качестве диагностического метода свойств анизотропии формы, качества синтезированных наноструктур.

В последние годы активно ведутся работы по поиску новых материалов, предназначенных для приложений спинтроники, в частности, для создания элементов памяти, спиновых затворов [1]. В своей основе такой элемент представляет два ферромагнитных электрода, разделённых немагнитным материалом (НМ). Принцип работы элементов основан на магниторезистивном и квантовомеханическом эффектах туннелирования спин-поляризованных электронов через тонкий слой изолятора (1–3 нм). В подобных элементах сопротивление структуры ФМ₁—НМ—ФМ₂ зависит от взаимной ориентации намагниченностей ФМ обкладок [2]. Функциональные свойства таких структур, как было показано в ряде работ, зависят от качества создания туннельного перехода или затвора [3].

Одно из важных функциональных свойств подобных структур — независимое изменение направления намагниченности одного из ФМ слоёв внешним магнитным полем. Кроме того, сопротивление всего элемента должно быть мало [2, 4]. Однако уменьшение толщины промежуточного слоя приводит к возрастанию величины обменной связи между ФМ обкладками. Чтобы удовлетворить этим условиям, требуется высокое качество синтезируемых структур, оптимальный подбор ферромагнитных материалов и их толщин для ФМ и изолирующего слоя. Кроме того, функциональные свойства структур зависят от наличия дефектов и примесей в туннельном барьере, от шероховатости граничных слоёв. В магнитных туннельных переходах критическую роль играют границы раздела ферромагнетик—диэлектрик, поскольку вероятность туннелирования поляризованных электронов определяется, в том числе, резкостью и гладкостью границы раздела между ферромагнитным и изолирующим слоем, отсутствием парамагнитной фазы. Более того, свойства сформированных структур зависят не только от метода синтеза, но и от последующей процедуры отжига [2, 5].

В представленной работе рассмотрены некоторые возможности ФМР как диагностического метода.

1. Диагностика качества синтезированных структур методом ФМР. В данном разделе рассмотрим применение ФМР для оценки качества однослойных ФМ структур с точки зрения формирования равномерного эпитаксиального ФМ слоя, не содержащего дефектов и парамагнитной фазы.

Диагностический метод основывается на феноменологическом подходе, на уравнении Ландау—Лифшица—Гильберта (Л-Л-Г). В отсутствие затухания уравнение Л-Л-Г имеет вид

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = \gamma \vec{M} \times \vec{H}_{\text{eff}},$$

где $\vec{H}_{\text{eff}} = dF/d\vec{M}$ — эффективное поле, действующее на намагниченность в ФМ образце; F — плотность свободной энергии, которая включает вклады от зеемановской энергии, энергии магнитокристаллической анизотропии, энергии магнитостатической анизотропии, а также вклады от других видов энергии, которые могут быть вызваны

наличием выделенных направлений. Аналитические выражения для энергии кристаллической анизотропии зависят от порядка симметрии конкретной структуры.

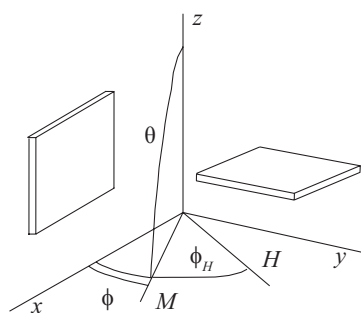


Рис. 1. Сферическая система координат

С целью выявления отдельных вкладов и констант анизотропии проводилась серия экспериментов по исследованию угловых зависимостей резонансных полей и ширины линии ФМР в зависимости от направления внешнего магнитного поля в двух геометриях. В плоскостной геометрии изменение внешнего магнитного поля происходит в плоскости XY наноструктуры (плёнки) (рис. 1). Во внеплоскостной геометрии внешнее магнитное поле изменяется относительно плоскости XY структуры.

Первый тип экспериментов позволяет диагностировать наличие магнитокристаллической анизотропии и определить порядок симметрии. Второй тип экспериментов необходим для определения величины намагниченности насыщения, диагностики наличия осей анизотропии, перпендикулярных плоскости структуры, анизотропии формы.

Серия экспериментов выполнена для диагностики качества эпитаксиального слоя при формировании структур MgO/Fe_3Si . Три образца были синтезированы методом импульсного лазерного осаждения. Образец № 1 синтезирован при соосаждении Fe и Si в соотношении 10 : 9, а образец № 2 — в соотношении 11 : 3. Толщина слоя силицида железа равнялась 240 Å. Для формирования образца № 3 использовалась сплавная стехиометрическая компонентная мишень Fe_3Si . Детали синтеза, исследование структурных и морфологических свойств представлены в работах [5–7].

Структуры $Fe_{100-x}Si_x$ интенсивно исследуются разными методами, так как сплав Fe_3Si является привлекательным материалом для спинтроники. Он обладает высокой спиновой поляризацией (43% при $T = 0$ K) и малым параметром Гильберта, равным 0,05 ГГц [8, 9].

Исследования проводились на спектрометре «Радиопан» с резонатором прямоугольного типа с полем TE₁₀₂, рабочей частотой 9,4–9,6 ГГц, оборудованным двухосевым гониометром [5]. Отдельные измерения проводились на спектрометре Bruker Elexsys E580 в X-диапазоне (9,4 ГГц) (Новосибирск).

Для моделирования результатов предполагалось, что свободную энергию однослойной плёнки можно представить в виде

$$F = E_{\text{Зеем.}} + E_{\text{МК}} + E_{\text{МС}}. \quad (1)$$

Выражение для зеемановской энергии имеет вид

$$E_{\text{Зеем.}} = -MH(\sin \theta \sin \theta_H \cos(\phi - \phi_H) + \cos \theta \cos \theta_H),$$

где M — намагниченность плёнки; H — приложенное поле. Углы (θ, ϕ) и (θ_H, ϕ_H) задают соответственно направления векторов M и H в сферической системе координат.

Магнитостатическая анизотропия (анизотропия формы) даёт вклад в свободную энергию:

$$E_{\text{МС}} = 2\pi M^2 \cos^2 \theta.$$

Энергию магнитокристаллической анизотропии представим в виде

$$E_{\text{МК}} = -K_{2\perp} \cos^2 \theta + K_{2\parallel} \sin^2 \theta \cos^2(\phi - \delta) - \frac{K_{4\perp}}{2} \cos^4 \theta - \frac{K_{4\parallel}}{8} (3 + \cos 4\phi) \sin^4 \theta,$$

где $K_{2\perp}, K_{2\parallel}$ — константы, характеризующие соответственно одноосную анизотропию в Z -направлении и в плоскости плёнки, а угол δ задает направление лёгкой оси намагничивания; $K_{4\perp}, K_{4\parallel}$ — константы, характеризующие кубическую анизотропию в Z -направлении и в плоскости плёнки соответственно.

Поле, при котором возникает резонанс на заданной частоте ω , определяется выражением [10]

$$\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 - \frac{\det F_{ab}}{M^2 \sin^2 \theta} = \theta_0,$$

где θ_0 — равновесный угол отклонения магнитного момента; γ — гиромагнитное отношение; F_{ab} — матрица, составленная из вторых производных функционала (1) по углам (θ, ϕ) , взятым в точках устойчивого равновесия:

$$F_{ab} = \begin{pmatrix} F_{\theta\theta} & F_{\theta\phi} \\ F_{\theta\phi} & F_{\phi\phi} \end{pmatrix} \Big|_{\theta_0, \phi_0}.$$

Положение равновесия определяется решением уравнений:

$$F_{\theta} = 0;$$

$$F_{\phi} = 0.$$

Если исследуется азимутальная зависимость резонансного поля и поле H приложено в плоскости плёнки, то можно положить $\theta_0 = \theta_H = 90^\circ$. В этом случае имеем систему, определяющую равновесное положение магнитного момента плёнки и резонансное поле:

$$\begin{aligned} \left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 &= h_1 h_2; \\ h_1 &= H \cos(\phi - \phi_H) - \frac{2K_{2\parallel}}{M} \cos(2(\phi - \delta)) + \frac{2K_{4\parallel}}{M} \cos 4\phi; \\ h_2 &= H \cos(\phi - \phi_H) - 4\pi M_{\text{eff}} - \frac{2K_{2\parallel}}{M} \cos^2(\phi - \delta) + \frac{K_{4\parallel}}{2M} (3 + \cos 4\phi), \end{aligned} \quad (2)$$

где $4\pi M_{\text{eff}} = -4\pi M + 2K_{2\perp}/M$ — эффективная намагниченность. По экспериментальным значениям $H_{\text{res}}(\phi)$ можно определить константы анизотропии $K_{2\perp}, K_{2\parallel}$ путём аппроксимации экспериментальной зависимости с помощью системы (2).

Аналогично тому, как были получены уравнения (2):

$$h_1 = H \cos(\phi - \phi_H) - \left(4\pi M_{\text{eff}} + \frac{2K_{2\parallel}}{M} + \frac{K_{4\perp}}{M} - \frac{K_{4\parallel}}{2M}\right) \cos 2\theta + \left(\frac{K_{4\perp}}{M} - \frac{K_{4\parallel}}{2M}\right) \cos 4\theta; \quad (3a)$$

$$\begin{aligned} h_2 &= H \cos(\phi - \phi_H) - \left(4\pi M_{\text{eff}} + \frac{2K_{2\parallel}}{M} + \frac{K_{4\parallel}}{M}\right) \cos^2 \theta + \\ &\quad + \left(\frac{2K_{4\perp}}{M} - \frac{K_{4\parallel}}{M}\right) \cos 4\theta - \frac{2K_{2\parallel}}{M} - \frac{2K_{4\parallel}}{M}. \end{aligned} \quad (3b)$$

Выражения (2) и (3) позволяют промоделировать полярную и азимутальную угловую зависимости резонансного поля, оценить константы анизотропии, намагниченность насыщения, а также направления осей лёгкого и трудного намагничивания.

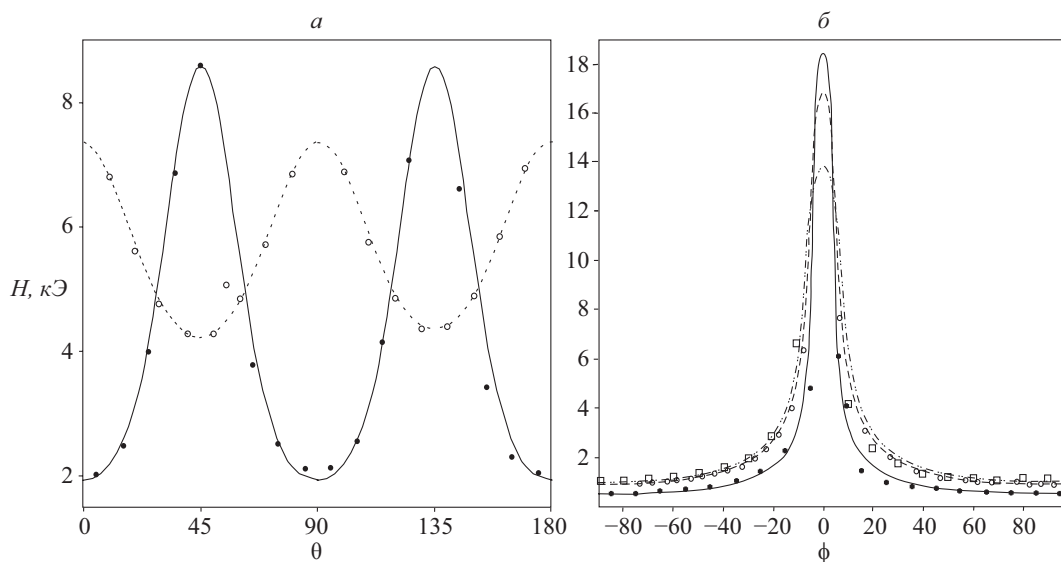


Рис. 2. Азимутальная (а) и полярная (б) угловые зависимости резонансного поля от направления внешнего магнитного поля для образцов № 1 (тёмные кружки), № 2 (квадратики) и № 3 (прозрачные кружки): кружками обозначены экспериментальные данные

На рис. 2 представлены результаты эксперимента и моделирования азимутальных (in-plane) и полярных зависимостей (out-of-plane) резонансного поля для образцов $\text{Fe}_3\text{Si}/\text{MgO}$ № 1–3.

Эксперимент показал, что характер анизотропии, возникающей в образце в процессе синтеза, зависит от условий получения. Так, в образцах № 1 и 3 наблюдается симметрия 4-го порядка в изменении резонансного сигнала при вращении образца в геометрии in-plane, что свидетельствует о наличии кристаллической анизотропии и формировании качественного эпитаксиального слоя. В образце № 2 зависимость резонансного сигнала при изменении азимутального угла отсутствовала.

Результаты, представленные в табл. 1, явно демонстрируют зависимость констант анизотропии от метода получения образца. Более того, наблюдается интересный факт. В образце № 3, который был получен с использованием готовой мишени, наблюдается появление выделенного направления в плоскости плёнки, которое можно охарактеризовать константой анизотропии K_2 .

Интересно сравнить эти результаты с работой, в которой исследовались эффекты возникновения магнонного рассеяния при синтезе структуры методом молекулярной эпитаксии с использованием наклонного пучка [11]. Оказалось, что при наклонном напылении в образцах возникает одноосная анизотропия плоскости. Было показано, что константа одноосной анизотропии коррелирует с условиями подготовки образца и $K_{2\parallel} = 0$ при перпендикулярном падении пучка, однако качество кристаллической структуры и статические магнитные параметры не затрагиваются модифицированными условиями роста.

Исходя из этого, можно предположить, что в процессе синтеза образца № 3 могли быть реализованы условия, приведшие к возникновению одноосной анизотропии, ось которой перпендикулярна плоскости.

**Значения эффективной намагниченности, параметров анизотропии
и константы затухания**

Образец	$4\pi M_{\text{eff}}$, кГс	$K_{2\parallel}/M$, Э	$K_{4\parallel}/M$, Э	b
№ 1	–14,58	0	170	0,012
№ 2	–10,43	0	0	0,033
№ 3	–13,76	–3,7	–76	–
№ 4	–10,14	1	35	0,02
A [8], 25%, 39нм	–9,58	0,8	39	–
B [8], 16%, 33нм	–10,80	0	45	–
C [8]	–12,26	0	86	–
D [8], 20%	–14,60	0	98	–
E [8], 25%	–11,44	0	55	–
F [8], 30%	–10,06	1,2	30,5	–

Примечание. Образец *A* не подвергался отжигу, *B* отжигался в течение 1 ч при температуре 900 К, *C* — температура изменялась от 550 до 900 К с шагом 100 К каждый час, для образцов *D*, *E*, *F* концентрация Si соответственно равнялась 20, 25 и 30%.

Методом ФМР исследовались также многослойные структуры типа MgO/Fe/Fe₃Si/MgO/Fe₃Si. Результаты угловых измерений резонансного поля и ширины линии для образца № 4 представлены на рис. 3. Явно видно (рис. 3, *a*) наложение угловых зависимостей, обусловленных вторым и четвертым порядком анизотропии. Образование одноосной анизотропии в данной структуре возможно из-за подслоя железа и несовпадения параметров решёток.

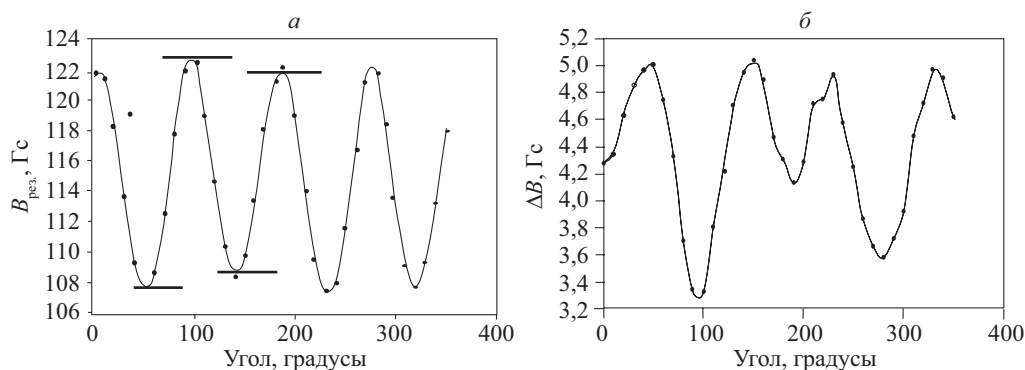


Рис. 3. Полярная угловая зависимость резонансного поля (*a*) и ширины линии (*б*) для образца № 4 (MgO/Fe/Fe₃Si/MgO/Fe₃Si)

Анализ литературных данных [8, 11, 12] показывает, что константа одноосной анизотропии, ось которой перпендикулярна поверхности плёнки, зависит от концентрации Si в структурах Fe_{100-x}Si_x. С увеличением концентрации Si намагниченность образцов уменьшается и величина K_4/M также уменьшается, между тем $K_{2\parallel}/M$ остаётся равным нулю вплоть до того, как концентрация Si достигает 30%. Однако $K_{2\parallel}/M$ возрастает от 0 до 0,45 мТ для образцов Fe₃Si с уменьшением толщины плёнки от 40 до 4 нм.

Интересно отметить, что авторы [13], теоретически исследуя магнитную анизотропию эпитаксиальных плёнок Fe_{100-x}Si_x на MgO (001) при разном содержании Si, пришли к выводу о возможном изменении знака постоянной K_4 при содержании кремния

около 20%. Такое изменение означает, что лёгкие оси намагничивания четвёртого порядка меняют ориентацию относительно кристаллографических осей (при положительном значении K_4 осям лёгкого намагничивания соответствуют направления $[100]$ и $[010]$, в то время как при отрицательном — $[110]$ и перпендикулярное к нему).

Следует отметить также работу [12], в которой исследовались структуры типа $\text{Fe}_3\text{Si}/\text{GaAs}$ (001). Образец A с содержанием кремния $\approx 25\%$ имел намагниченности $790 \text{ emu}/\text{cm}^3$, а образец B , обогащённый железом, — $1050 \text{ emu}/\text{cm}^3$ (содержание кремния $\approx 16\%$). Найденные нами значения параметров анизотропии находятся в соответствии с результатами работ [1–13].

Кроме того, наши исследования показали, что при низкой концентрации кремния (такowymi являются образцы № 1, 2) направление лёгкой оси совпадает с осью $[100]$, однако для образца №3 лёгкая ось изменила свое направление. В образце № 2 не было обнаружено угловой зависимости в азимутальной геометрии. Это может быть вызвано тем, что в процессе синтеза сформирована ось анизотропии, перпендикулярная плоскости плёнки. С другой стороны, ставится под сомнение формирование эпитаксиальной структуры.

Важным параметром, который может быть также использован для диагностики синтезированных структур, является ширина линии ФМР, которая напрямую связана с процессами релаксации. Особенно важен контроль спиновой релаксации для устройств спинтроники на основе вращений спина, поскольку скорость релаксации определяет скорость, при которой может быть реализован процесс инверсии спинового состояния.

Ширину линии на половине высоты можно оценить из соотношения $\Delta H = (dH/d\omega)\Gamma$, где

$$\Gamma = \frac{b\gamma}{M} \left(F_{\theta\theta} + \frac{F_{\phi\phi}}{\sin^2 \theta_0} \right) = b\gamma(h_1 + h_2),$$

b — параметр затухания. В случае, если поле лежит в плоскости плёнки $\theta = \theta_H = 90^\circ$, выражение для ширины линии принимает простой вид

$$\Delta H_{\theta=90^\circ} = \frac{2b\omega}{\gamma} = \frac{2G\omega}{\gamma^2 M}.$$

Ширина линии может быть использована для оценки константы затухания и параметра Гильберта G .

Следует учитывать, что в ФМР экспериментах наблюдают первую производную от линии поглощения. Расстояние между пиковыми значениями магнитного поля ΔH_{pp} связано с шириной линии соотношением $\Delta H_{pp} = (1/\sqrt{3})\Delta H$.

Следует отметить, что величина константы затухания значительно превышает значение констант для структуры, синтезированной методом молекулярной эпитаксии. Дополнительное рассеяние может быть вызвано дефектами, которые иницируют перпендикулярную ось анизотропии. Точное определение константы Гильберта возможно, если удастся выделить внешние дополнительные вклады в ширину линии.

2. Диагностика функциональных свойств многослойных структур. Одно из важных требований, предъявляемых к элементам памяти, — это возможность независимого перемагничивания одного из ФМ электродов внешним магнитным полем, что возможно в структурах, ФМ электроды которых различаются коэрцитивной силой $H_{c2} > H_{c1}$, при этом гистерезисная кривая в таких структурах имеет ступенчатый характер. Спектр ФМР двухслойной (или многослойной) структуры при взаимодействии

между слоями и различными константами анизотропии слоёв также претерпевает существенные изменения по сравнению со спектром однослойной плёнки.

Рассмотрим условия, при которых возможно перемангничивание электрода по данным ФМР. Свободная энергия структуры $\text{ФМ}_1\text{—НМ—ФМ}_2$, где электроды различаются коэрцитивной силой, задаётся выражением

$$F = d_1 F_1 + d_2 F_2 - \beta (\cos \theta_1 \cos \theta_2 + \sin \theta_1 \sin \theta_2 \cos(\phi_1 - \phi_2)).$$

Здесь F_1 и F_2 — плотность свободной энергии для 1-го и 2-го ФМ слоёв; β — постоянная, характеризующая взаимодействие между ФМ электродами.

Анализ показывает, что вид спектра зависит от характера взаимодействия слоёв. В отсутствие взаимодействия наблюдаются два сигнала, резонансное поле и ширина которых обусловлены индивидуальными характеристиками. При наличии взаимодействия возникают две моды: оптическая и акустическая [14].

При $\beta > 0$, т. е. при ферромагнитном взаимодействии слоёв, наблюдается уменьшение интенсивности (расширение) левого пика и возрастание правого, в то время как при антиферромагнитном взаимодействии $\beta < 0$ картина противоположная.

Моделирование спектра позволит определить не только параметры, относящиеся к отдельному ФМ слою, но и оценить константу взаимодействия между слоями. Для поликристаллической структуры с независимым перемангничиванием эта константа должна удовлетворять определённым условиям. Предполагая, что поле и намагниченности слоёв лежат в плоскости XY ($\theta_H = \theta_1 = \theta_2 = \pi/2$), энергию единицы площади сэндвича можно записать в виде

$$\begin{aligned} F = & -H(M_1 \cos(\phi_1 - \phi_H) + M_2 \cos(\phi_2 - \phi_H)) - (2\pi M_1^2 - K_{2\perp}^{(1)}) - (2\pi M_2^2 - K_{2\perp}^{(2)}) + \\ & + K_{2\parallel}^{(2)} \cos^2(\phi_1 - \delta_1) - \frac{1}{8} K_{4\parallel}^{(1)} (3 + \cos 4\phi_1) + K_{2\parallel}^{(2)} \cos^2(\phi_2 - \delta_2) - \\ & - \frac{1}{8} K_{4\parallel}^{(2)} (3 + \cos 4\phi_2) - \beta \cos(\phi_1 - \phi_2). \end{aligned}$$

Критические условия для константы взаимодействия были получены, исходя из соображений устойчивости коллинеарных состояний ФМ электродов, которые должны выполняться как при наложении магнитного поля, так и в его отсутствие. Независимое перемангничивание возможно, если модуль константы взаимодействия меньше некоторого критического значения $|\beta| < |\beta_C|$, которое зависит от параметров анизотропии и толщины ФМ слоёв.

Нами исследованы серии трёхслойных поликристаллических структур $\text{Fe/SiO}_2/\text{Co}$, $\text{Ni/SiO}_2/\text{Co}$, синтезированных методом ионно-плазменного напыления, и структур $\text{SiO}_2/\text{Fe}_3\text{O}_4(200\text{Å})\text{Fe}(80\text{Å})/\text{Pt}(1000\text{Å})$, синтезированных методом импульсного лазерного напыления. Были изучены угловые зависимости резонансного поля и ширины линии в геометриях in-plane и out-of-plane с целью выяснения параметров затухания и параметра, характеризующего взаимодействие между ФМ слоями. Использовался подход, изложенный в работах [7, 15, 16].

Сравнение полученных констант взаимодействия с критическими значениями позволило выявить структуры $\text{Fe/SiO}_2/\text{Co}$, в которых возможно независимое перемангничивание, и потенциально пригодные для спинтроники. В структурах $\text{Ni/SiO}_2/\text{Co}$ не было обнаружено разрешённой структуры ФМР спектра. Из таблицы видно, что константа взаимодействия для образцов 1 и 2 значительно меньше критического значения,

в то время как для образца 3 она имеет абсолютную величину, близкую к критическому значению. Таким образом, согласно полученным результатам, были отобраны две структуры Fe/SiO₂/Co, удовлетворяющие независимому перематничиванию и имеющие тонкие промежуточные слои — 1,2 и 2 нм. Результаты модельных вычислений для структуры Fe/SiO₂/Co представлены в табл. 2.

Таблица 2

Расчётные параметры для структур Fe/SiO₂/Co,
различающихся толщиной слоёв t_{Fe} и t_{Co}

№	t_{Co} , нм	t_{Fe} , нм	$M_{\text{нас}}$, эму/см ³	$K_{2\parallel}$, эрг/см ³	$K_{4\parallel}$, эрг/см ³	β , эрг/см ³	β_c , эрг/см ³
1	59	87	1800	$1,5 \cdot 10^5$	$-2,1 \cdot 10^5$	$< 0,05$	0,13
2	43	93	2100	$0,8 \cdot 10^5$	$-0,6 \cdot 10^5$	$< 0,05$	0,16
3	43	90	2200	$1,4 \cdot 10^5$	$0,3 \cdot 10^5$	$-0,12$	0,15

Выводы, полученные методом ФМР, согласуются с результатами исследования магнитных свойств этих структур. Все три структуры имели явно выраженную ступенчатую форму гистерезисной кривой [17].

Заключение. Таким образом, исследования однослойных и многослойных структур показывают, что ФМР может быть использован как диагностический метод для определения их качества и функциональных свойств. ФМР спектр позволяет выявить ФМ сигналы и парамагнитные сигналы, тем самым даёт возможность сделать вывод о присутствии дефектов, наличии нежелательной парамагнитной фазы. Именно эти факторы негативно влияют на качество МТП. Следует отметить, что в ходе исследования эпитаксиальных структур, сформированных на подложках MgO, были обнаружены слабые, но характерные узкие мультиплетные сигналы, свойственные Mn²⁺. Ширина мультиплетных пиков равнялась 5 Гс [16]. Это позволило предположить наличие примесей Mn²⁺ в подложке, которые диффундируют из подложки в кристаллическую решётку MgO/Fe₃Si в процессе отжига. Наличие дефектов не позволило использовать эти структуры для МТП.

Качество эпитаксии и равномерность нанесения слоёв диагностируются посредством изучения угловых зависимостей резонансного сигнала и ширины линии в двух геометриях (азимутальной и полярной). Выявляемые закономерности в симметрии угловых зависимостей и количественные параметры констант анизотропии позволяют однозначно установить наличие кристаллическости структуры, направление осей лёгкого и трудного намагничивания, а также по определённым закономерностям о наведённой анизотропии различить структуры, полученные при различных режимах их синтеза.

Метод ФМР является важным инструментом диагностики качества многослойных структур, так как даёт возможность определить параметры анизотропии каждого из слоёв, константу затухания, степень взаимодействия между слоями и на основе анализа этих параметров выявить структуры, пригодные для элементов спинтроники.

Литература

1. Zutic I., Fabian J., Das Sarma S. Spintronics fundamentals and applications // Rev. Mod. Phys. 2004. Vol. 76. P. 323–409.
2. Parkin S., Jiang X., Kaiser C., Panchula A., Roche K., Samant M. Magnetically engineered spintronic sensors and memory // Proc. IEEE. 2003. Vol. 91. P. 661–680.
3. Slaughter J. M., Chen E. Y., Whig R., Engel B. N., Janesky J., Tehrani S. Magnetic tunnel junction materials for electronic applications. URL: <http://www.tms.org/journals/jom/0006/haughter-006.html> (дата обращения: 26.06.2016).

4. Durlam M., Naji P., DeHerrera M., Tehrani S., Kerszykowski G., Kyler K. Nonvolatile RAM based on magnetic tunnel junction elements // *Proc. IEEE Int. Solid-State Circuits Conf. Dig. Tech. Papers*. 2000. P. 130–131.
5. Гойкман А. Ю., Куприянова Г. С., Прохоренко Е. Е., Черненко А. О. Магнитно-резонансные свойства тонкоплёночных структур с Fe_3O_4 // *Вестн. Рос. гос. ун-та им. И. Канта*. 2010. № 4. С. 81–87.
6. Kupriyanova G. S., Popov A. P., Zubin A. Y., Orlova A., Prokhorenko E., Goykhman A., Ershov P. The problem of the nano-structures diagnostic for the need of spintronics by magnetic resonance methods // *Spin Physics, Spin Chemistry and Spin Technology: Book of abstracts*. Kazan, 2011. P. 193.
7. Асташёнок А. В., Куприянова Г. С., Гойкман А. Ю., Зюбин А. Ю., Орлова А. Н. Магнитно-резонансные свойства тонкоплёночных структур с $\text{Fe}_3\text{Si}/\text{MgO}$ // *Вестн. Рос. гос. ун-та им. И. Канта. Сер. физ.-мат. наук*. 2011. Вып. 5. С. 60–68.
8. Zakeri K., Barsukov I., Utchikina N. K., Romer F. M., Lindner J., Meckenstock R., von Horsten U., Wende H., Keune W., Farle M., Kalarickal S. S., Lenz K., Frait Z. Magnetic properties of epitaxial $\text{Fe}_3\text{Si}/\text{MgO}(001)$ thin films // *Phys. Rev. (B)*. 2007. Vol. 76. P. 214421-1–214421-9.
9. Zakeri K., Lindner J., Barsukov I., Meckenstock R., Farle M., von Horsten U., Wende H., Keune W., Rocker J., Kalarickal S. S., Lenz K., Kuch W., Baberschke K., Frait Z. Spin dynamics in ferromagnets: Gilbert damping and two-magnon scattering // *Phys. Rev. (B)*. 2007. Vol. 76. P. 104416-1–104416-8.
10. Smit J., Beljers H.-G. Ferromagnetic resonance absorption in $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$, a highly anisotropic crystal // *Philips Res. Rep.* 1955. Vol. 10. P. 113–130.
11. Barsukov I., Landeros P., Meckenstock R., Lindner J., Spoddig D., Zi-An Li, Krumme B., Wende H., Mills D. L., Farle M. Tuning magnetic relaxation by oblique deposition // *Phys. Rev. (B)*. 2012. Vol. 85. P. 014420-1–014420-6.
12. Lenz K., Kosubek E., Baberschke K., Wende H., Herfort J., Schönherr H.-P., Ploog K. H. Magnetic properties of $\text{Fe}_3\text{Si}/\text{GaAs}(001)$ hybrid structures // *Phys. Rev. (B)*. 2005. Vol. 72. P. 144411-1–144411-5.
13. Zhang Y. N., Cao J. X., Barsukov I., Lindner J., Krumme B., Wende H., Wu R. Q. Magnetocrystalline anisotropy of Fe-Si alloys on $\text{MgO}(001)$ // *Phys. Rev. (B)*. 2010. Vol. 81. P. 144418-1–144418-6.
14. Topkaya R., Erkövan M., Öztürk A., Öztürk O., Aktaş B., Özdemir M. Ferromagnetic resonance studies of exchange coupled ultrathin $\text{Py}/\text{Cr}/\text{Py}$ trilayers // *J. Appl. Phys.* 2010. Vol. 108. P. 023910-1–023910-9.
15. Kupriyanova G., Zyubin A., Astashonok A., Orlova A., Prokhorenko E. The magnetic-resonance properties study of nanostructures for spintronics by FMR // *J. Phys.* 2011. Vol. 324. P. 012012-1–012012-9.
16. Orlova A., Sinyukhin A., Kupriyanova G. Applying of Nelder—Mead’s algorithm for simulation of the hysteresis curves $\text{Fe}/\text{SiO}_2/\text{Co}$ structure // *Book of Abstracts MISIM*. Moscow, 2014. P. 147.
17. Зюбин А. Ю., Асташёнок А. В., Куприянова Г. С. Применение радиофизических методов для диагностики функциональных свойств магнитных туннельных переходов // *Вестн. БФУ им. И. Канта*. 2013. Вып. 4. С. 43–51.

References

1. Zutic I., Fabian J., Das Sarma S. Spintronics fundamentals and applications. *Rev. Mod. Phys.*, 2004, vol. 76, pp. 323–409.
2. Parkin S., Jiang X., Kaiser C., Panchula A., Roche K., Samant M. Magnetically engineered spintronic sensors and memory. *Proc. IEEE*, 2003, vol. 91, pp. 661–680.
3. Slaughter J. M., Chen E. Y., Whig R., Engel B. N., Janesky J., Tehrani S. Magnetic tunnel junction materials for electronic applications. Available at: <http://www.tms.org/journals/jom/0006/haughter-006.html> (accessed: 26.06.2016).
4. Durlam M., Naji P., DeHerrera M., Tehrani S., Kerszykowski G., Kyler K. Nonvolatile RAM based on magnetic tunnel junction elements. *Proc. IEEE Int. Solid-State Circuits Conf. Dig. Tech. Papers*, 2000, pp. 130–131.
5. Goikhman A. Iu., Kupriyanova G. S., Prokhorenko E. E., Chernenkov A. O. Magnitno-rezonansnye svoistva tonkoplenochnykh struktur s Fe_3O_4 [Magnetic and resonant properties of thin-film structures with Fe_3O_4]. *Vestn. Ros. I. Kant gos. un-ta*, 2010, no 4, pp. 81–87. (In Russian)
6. Kupriyanova G. S., Popov A. P., Zubin A. Y., Orlova A., Prokhorenko E., Goykhman A., Ershov P. The problem of the nano-structures diagnostic for the need of spintronics by magnetic resonance methods. *Spin Physics, Spin Chemistry and Spin Technology: Book of abstracts*. Kazan, 2011, pp. 193.
7. Astashonok A. V., Kupriyanova G. S., Goikhman A. Iu., Ziubin A. Iu., Orlova A. N. Magnitno-rezonansnye svoistva tonkoplenochnykh struktur s $\text{Fe}_3\text{Si}/\text{MgO}$ [Magnetic and resonant properties of thin-film structures with $\text{Fe}_3\text{Si}/\text{MgO}$]. *Vestn. Ros. I. Kant gos. un-ta. Ser. fiz.-mat. nauk*, 2011, iss. 5, pp. 60–68. (In Russian)

8. Zakeri K., Barsukov I., Utochkina N. K., Romer F. M., Lindner J., Meckenstock R., von Horsten U., Wende H., Keune W., Farle M., Kalarickal S. S., Lenz K., Frait Z. Magnetic properties of epitaxial Fe₃Si/MgO(001) thin films. *Phys. Rev. (B)*, 2007, vol. 76, pp. 214421-1–214421-9.
9. Zakeri K., Lindner J., Barsukov I., Meckenstock R., Farle M., von Horsten U., Wende H., Keune W., Rocker J., Kalarickal S. S., Lenz K., Kuch W., Baberschke K., Frait Z. Spin dynamics in ferromagnets: Gilbert damping and two-magnon scattering. *Phys. Rev. (B)*, 2007, vol. 76, pp. 104416-1–104416-8.
10. Smit J., Beljers H.-G. Ferromagnetic resonance absorption in BaFe₁₂O₁₉, a highly anisotropic crystal. *Philips Res. Rep.*, 1955, vol. 10, pp. 113–130.
11. Barsukov I., Landeros P., Meckenstock R., Lindner J., Spoddig D., Zi-An Li, Krumme B., Wende H., Mills D. L., Farle M. Tuning magnetic relaxation by oblique deposition. *Phys. Rev. (B)*, 2012, vol. 85, pp. 014420-1–014420-6.
12. Lenz K., Kosubek E., Baberschke K., Wende H., Herfort J., Schönherr H.-P., Ploog K. H. Magnetic properties of Fe₃Si/GaAs(001) hybrid structures. *Phys. Rev. (B)*, 2005, vol. 72, pp. 144411-1–144411-5.
13. Zhang Y. N., Cao J. X., Barsukov I., Lindner J., Krumme B., Wende H., Wu R. Q. Magnetocrystalline anisotropy of Fe-Si alloys on MgO(001). *Phys. Rev. (B)*, 2010, vol. 81, pp. 144418-1–144418-6.
14. Topkaya R., Erkovan M., Öztürk A., Öztürk O., Aktaş B., Özdemir M. Ferromagnetic resonance studies of exchange coupled ultrathin Py/Cr/Py trilayers. *J. Appl. Phys.*, 2010, vol. 108, pp. 023910-1–023910-9.
15. Kupriyanova G., Zyubin A., Astashonok A., Orlova A., Prokhorenko E. The magnetic-resonance properties study of nanostructures for spintronics by FMR. *J. Phys.*, 2011, vol. 324, pp. 012012-1–012012-9.
16. Orlova A., Sinyukhin A., Kupriyanova G. Applying of Nelder—Mead's algorithm for simulation of the hysteresis curves Fe/SiO₂/Co structure. *Book of Abstracts MISM*. Moscow, 2014, pp. 147.
17. Ziubin A. Iu., Astashenok A. V., Kupriyanova G. S. Primenenie radiofizicheskikh metodov dlia diagnostiki funktsional'nykh svoystv magnitnykh tunnel'nykh perekhodov [Application of radio physical methods for diagnostics of functional properties of magnetic tunnel transitions]. *Vestn. I. Kant BFU*, 2013. iss. 4, pp. 43–51. (In Russian)

Статья поступила в редакцию 30 ноября 2015 г.

Контактная информация

Куприянова Галина Сергеевна — доктор физико-математических наук, профессор;
e-mail: galkupr@yandex.ru.

Орлова Анна Николаевна — аспирантка; e-mail: aorlova56@mail.ru

Зубин Андрей Юрьевич — научный сотрудник; e-mail: azubin@mail.ru

Асташёнок Артём Валерьевич — кандидат физико-математических наук, доцент.

Kupriyanova Galina Sergeevna — Doctor of Physics and Mathematics, Professor;
e-mail: galkupr@yandex.ru

Orlova Anna Nikolaevna — postgraduate student; e-mail: aorlova56@mail.ru

Zubin Andrei Yur'yevich — Researcher; e-mail: azubin@mail.ru

Astashenok Artem Valerievich — PhD, Associate Professor.